dass man hier Asparagin vor sich habe, und die Analyse bestätigte dies vollkommen.

0·7628 Grammen Substanz bei 100° getrocknet, gaben mit vorgelegten Kupferspänen verbrannt: 1·016 Grammen CO_2 und 0·427 Grammen HO.

		Berechnet.	Gefunden.
8 C	48	36·36	36·32
8 H	8	6·06	6·21
2 N	28	21·21	„
6 O	48	36·37	„
	132	100·00	

Endlich habe ich daraus eine Quantität Asparaginsäure dargestellt und dieselbe von vorzüglicher Schönheit, mit allen ihr zukommenden Eigenschaften erhalten.

Das Asparagin scheint in der Familie der Leguminosen ein sehr gewöhnliches Vorkommniss zu sein, da man es sonst noch in Erbsen, Bohnen, Wicken, Süssholz etc. gefunden hat.

Ich will nur noch bemerken, dass die Robiniawurzel wohl eines der ausgiebigsten Materialien für dasselbe sein mag, und wie ich meine, dasjenige, aus dem die Darstellung am mühelosesten ausgeführt werden kann.

Durch blosses Abkochen, Eindampfen und höchstens zweimaliges Umkrystallisiren erhält man das schönste Präparat. Etwa 30 Pfund frische Wurzeln lieferten mir über 5 Loth reine Substanz.

Beitrag zur Theorie der Gaugain'schen Tangentenboussole.

Von Dr. Victor Pierre,

k. k. Professor.

Der glückliche Einfall Gaugain's zu untersuchen, ob die in den bisher angewendeten Weber'schen Tangentenboussolen nur mit einem ziemlich geringen Grade von Annäherung stattfindende, einfache Proportionalität zwischen Stromstärke und Tangente des Ablenkungswinkels, nicht vielleicht dadurch erzielt werden könnte, dass man den Drehungspunkt der Nadel aus der Ebene des Kreisstromes um eine bestimmte Grösse herausrücken lässt, hat, von günstigem Erfolge begleitet, einem Instrumente Entstehung gegeben, dessen

Theorie Bravais in den *Comptes rendus* der Pariser Akademie T. XXXVI, p. 193, mitgetheilt hat. Aus dieser ganz allgemeinen Untersuchung geht hervor, dass, wenn die Nadellänge $1/6$ bis $1/5$ des Durchmessers des Kreisstromes nicht übersteigt, das Gaugain'sche Instrument mit einem für praktische Zwecke völlig genügenden Grade von Annäherung die Stromintensität der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel proportional finden lässt, selbst in dem Falle, dass die Ablenkungswinkel bedeutend gross würden, wo die Angaben der Weber'schen Tangentenboussolen schon sehr unzuverlässig sind. Durch diesen Umstand ist die Gaugain'sche Boussole in bedeutendem Vortheile gegen die bisher üblichen, und dürfte daher die letzteren bald verdrängt haben, ihre Theorie aber in der Form, wie sie Bravais gegeben hat, würde wegen der Anwendung des höheren Calculs für das grössere Publikum unzugänglich bleiben. Ich glaube daher manchem Freunde oder Lehrer der Naturwissenschaften einen kleinen Dienst zu erweisen durch die Mittheilung einer auf die einfachsten mathematischen Hülfsmittel sich beschränkenden Darstellung, auf welche ich durch eine von der Bravais'schen etwas abweichende Anlage der Rechnung geführt wurde. Bezeichnet X die auf der Stromebene normale, Y die ihr parallele Componente der Stromaction, so lassen sich allgemein X und Y in Reihenform darstellen; die einzelnen Glieder der Reihe für Y erscheinen sämmtlich mit Potenzen des Quotienten aus der halben Nadellänge in einer Grösse, welche grösser ist als der Abstand des Poles der Nadel vom Centrum des Kreisstromes multiplicirt. Der Ausdruck für X enthält aber ein von diesem Quotienten unabhängiges Glied. Wenn man daher die Nadellänge sehr klein werden lässt, verschwinden die Componenten Y für jeden Pol der Nadel, während die Componenten X sich auf einen Ausdruck reduciren, der ohne alle Integralrechnung mittelst elementarer Betrachtungen sich erhalten lässt, und auch in mehreren Lehrbüchern sich entwickelt findet [1]). Dies vorausgeschickt kommt die Sache darauf hinaus, die Bedingungsgleichung des Gleichgewichtes aufzustellen für eine Magnetnadel, deren Mittelpunkt in einer auf die Ebene des Kreisstromes im Centrum des letzteren senkrechten

---

[1]) Kunzek, Lehrbuch der Physik pag. 567. — Ettingshausen's Anfangsgründe, 2te Auflage, p. 369 etc.

Geraden liegt, während ihre Pole einen zu vernachlässigenden Abstand von eben dieser Senkrechten haben.

Ist sodann x_1 der Abstand des einen, x_2 der des zweiten Poles von der Stromebene, $2l$ der gegenseitige Abstand beider Pole, $2ml$ das magnetische Moment der Magnetnadel, ρ der Halbmesser des Kreisstromes, so wirkt auf den einen Pol der Nadel normal zur Stromebene die Kraft:

$$X_1 = \frac{2\pi k \rho^2 m i}{(x_1^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}}}$$

auf den zweiten Pol hingegen die Kraft:

$$X_2 = \frac{-2\pi k \rho^2 m i}{(x_2^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}}}$$

wobei i die Stromintensität und k ein von der Wahl der Einheit dieser Intensitäten abhängiger constanter Factor ist. Die der Stromebene parallelen Componenten reduciren sich auf Null. Denken wir uns die Stromebene dem magnetischen Meridian parallel und die Nadel um den Winkel w aus diesem abgelenkt, so ist

$$(X_1 + X_2)\ l \cos w$$

das Drehungsmoment, mit welchem der Strom auf die Nadel wirkt, während

$$2Hml \sin w$$

das Drehungsmoment ist, mit welcher die Horizontal-Componente des Erdmagnetismus die Nadel in den magnetischen Meridian zurückzudrehen strebt. Im Zustande des Gleichgewichtes ist:

$$(X_1 + X_2) \cos w = 2Hm \sin w.$$

Substituirt man statt X_1 und X_2 die obigen Werthe, und vollführt die nöthigen Reductionen, so erhält man

$$i = \frac{H \tan w}{\pi k \rho^2} \cdot \frac{(x_1^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}} (x_2^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}}}{(x_1^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}} + (x_2^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{H \tan w}{\pi k \rho^2} F.$$

Unsere Aufgabe ist nun, zu zeigen, dass, wenn wie bei Gaugain's Boussole der Abstand des Nadel-Centrums von jenem des Kreises ein Viertel des Kreisdurchmessers ist, F ein von dem Ablenkungswinkel w unabhängiger, constanter Ausdruck ist. Es sei nun x der Abstand des Mittelpunktes der Magnetnadel von der Stromebene, so dass

$$x_1 = x + l \sin w\ ; \qquad x_2 = x - l \sin w.$$

Sustituirt man diese Werthe in F und setzt zur Abkürzung

$$x^2 + \rho^2 + l^2 \sin w^2 = A$$

so erhält man, wenn man die Ausdrücke für $(x_1^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}$ und $(x_2^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}$ nach dem binomischen Satze bis inclusive der Glieder mit *sin* w^2 entwickelt:

$$F=\frac{A^{\frac{3}{2}}\left(1-\frac{4x^2\,l^2\sin w^2}{A^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{2\left(1+\frac{3}{2}\frac{x^2\,l^2\sin w^2}{A^2}\right)}.$$

Es ist aber auch

$$A=(x^2+\rho^2)\left(1+\frac{l^2\sin w^2}{x^2+\rho^2}\right)$$

und man kann daher, wenn man nur die Glieder behält, die *sin* w^2 enthalten, statt $\frac{x^2\,l^2\sin w^2}{A^2}$ setzen: $\frac{x^2\,l^2\sin w^2}{(x^2+\rho^2)^2}$.

Auf diese Weise erhält man:

$$F=\frac{(x^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}\left(1+\frac{l^2\sin w^2}{x^2+\rho^2}\right)^{\frac{3}{2}}\left(1-\frac{4x^2\,l^2\sin w^2}{(x^2+\rho^2)^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{2\left(1+\frac{3}{2}\frac{x^2\,l^2\sin w^2}{(x^2+\rho^2)}\right)}.$$

Wenn man auch bei den weiteren Entwickelungen bei den Gliedern mit *sin* w^2 stehen bleibt, hat man:

$$F=\frac{1}{2}(x^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}\left(1+\frac{3}{2}\frac{l^2\sin w^2}{x^2+\rho^2}\right)\left(1-\frac{3}{2}\cdot\frac{4x^2\,l^2\sin w^2}{(x^2+\rho^2)^2}\right)$$
$$\left(1-\frac{3}{2}\frac{x^2\,l^2\sin w^2}{(x^2+\rho^2)^2}\right).$$

Durch wirkliche Multiplication ergibt sich, wenn man überdies das Glied $\frac{3}{2}\frac{l^2\sin^2 w^2}{x^2+\rho^2}$ im Zähler und Nenner mit $x^2+\rho^2$ multiplicirt:

$$F=\frac{1}{2}(x^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}\left\{1+\frac{3}{2}(\rho^2-4x^2)\frac{l^2\sin w^2}{(x^2+\rho^2)^2}\right\},$$

oder

$$i=\frac{(x^2+\rho^2)^{\frac{3}{2}}}{2\pi k\rho^2}\,H\,tang\,w\left\{1+\frac{3}{2}(\rho^2-4x^2)\frac{l^2\sin w^2}{(x^2+\rho^2)^2}\right\}.$$

woraus sich für $x=\frac{\rho}{2}$ sogleich die Proportionalität zwischen i und *tang* w für jeden Werth von w (natürlich innerhalb gewisser Grenzen) ergibt.

Der in den Klammern stehende Ausdruck stimmt nicht völlig mit dem von Bravais überein, vielmehr enthält dieser noch einige Glieder, die in unserem Ausdrucke fehlen; es rührt dies davon her,

dass wir die der Stromebene parallelen Componenten $Y = o$ setzten und auch in den Ausdrücken für X gewisse Glieder vernachlässigten, die bei Bravais noch berücksichtigt sind, da aber die in obiger Formel nicht erscheinenden Glieder bei diesem mit dem Factor $(\rho^2 - 4x^2)$ multiplicirt sind, und somit für $x = \frac{\rho}{2}$ verschwinden, ist diese Verschiedenheit nicht der Art, dass sie das von uns angestrebte Resultat zu beeinträchtigen vermöchte.

Vorträge.

Beitrag zum Haushalte der sehr lästigen Viehbremsen (Tabanidae).

Von dem w. M. V. **Kollar.**

Der Haushalt der „*Tabanidae*, Viehbremsen oder Brems-Fliegen, einer den Hausthieren sehr lästigen Familie der Zweiflügler (Diptera) war bisher nur sehr unvollkommen bekannt.

Wir wussten nur, dass diese Insecten-Gruppe sehr artenreich sei, dass sie fast über die ganze Erde verbreitet, dass wärmere Klimate eine weit grössere Anzahl von Arten erzeugen, als gemässigte und kalte, dass die Arten der heissen Zone meist grösser seien als jene der kälteren Erdstriche; dass endlich unter allen Klimaten sehr bösartige Geschöpfe dieser Familie existiren.

Jedermann weiss, wie viel unsere Pferde und das Rindvieh in den heissen Sommermonaten sowohl auf der Weide als bei der Arbeit, vorzüglich in der Nähe von Wiesen, von Wäldern und in den Auen von grossen Fliegen, die man Viehbremsen oder Brems-Fliegen nennt, zu leiden haben. Am allerhäufigsten zeigen sich diese Fliegen in wasserreichen Gegenden. Sie setzen sich bei Pferden und dem Rind hauptsächlich an jene Körpertheile, wohin die Thiere weder mit dem Schwanze noch mit dem Kopfe langen können, um diese Quälgeister zu vertreiben.

Das arme Vieh ist in beständiger Unruhe; es stampft mit den Füssen; schlägt mit dem Schwanze und Kopfe bald nach dieser, bald nach jener Seite, die ganze Haut befindet sich in krampfhaften